

ГРАНИЦЫ УСТОЙЧИВОСТИ, СТРУКТУРА И РЕЛАКСАЦИЯ СМЕШАННОГО СОСТОЯНИЯ В СВЕРХПРОВОЛЯЩИХ ПЛЕНКАХ С КРАЕВЫМ БАРЬЕРОМ

И.Л.Максимов, Г.М.Максимова¹⁾

*Нижегородский государственный университет
603600 Н.Новгород, Россия*

Поступила в редакцию 22 октября 1996 г.

После переработки 6 февраля 1997 г.

Определен интервал значений внешнего магнитного поля, в котором возможно существование смешанного состояния в сверхпроводящей пленке с заданной величиной потока. Рассчитаны равновесная и обратимая кривые намагниченности образца, описана динамика магнитной релаксации в пленке. Предсказано явление неоднородной деформации абрикосовской решетки.

PACS: 74.60.-w

1. Особенности структуры, равновесные и релаксационные характеристики смешанного состояния в низкоразмерных сверхпроводниках (тонкие пленки, монокристаллы с высоким размагничивающим фактором и др.) являются сравнительно малоисследованными. Между тем принципиально неустраиваемая нелокальность межвихревого взаимодействия, а также возможность существования краевого барьера для входа и/или выхода вихрей способны привести к появлению нетривиальных структур магнитного потока [1,2] и, кроме того, позволяют обеспечить значительный перегрев мейсснеровского состояния. Последнее проявляется в существовании континуума метастабильных смешанных состояний с конечным захваченным потоком Φ . Соответствующая ситуация в объемных сверхпроводниках практически исчерпывающе была описана в работах [3,4]. В сверхпроводниках пониженной размерности этот вопрос почти не обсуждался²⁾.

В настоящей работе рассчитан вклад пробного вихря в свободную энергию Гиббса ΔG_v сверхпроводящей пленки, находящейся в смешанном состоянии с заданным магнитным потоком Φ . В результате анализа условий вхождения (и выхода) вихря в пленку определен интервал значений внешнего магнитного поля $H_{max}(\Phi) \geq H \geq H_{min}(\Phi)$, в котором возможно существование квазиравновесного смешанного состояния с заданной величиной потока. Рассчитана величина термодинамически равновесного поля $H_{eq}(\Phi)$, построена полная кривая намагниченности образца (включая равновесную), описана динамика магнитной релаксации пленки. Предсказано явление деформации абрикосовской решетки, сопровождающееся существенно иной зависимостью параметра вихревой решетки a_v от напряженности поля H .

2. Рассмотрим тонкопленочную полосу ширины $2W$ ($0 \leq |y| \leq W$) и толщины d ($0 \leq z \leq d$), помещенную в магнитное поле $H = (0, 0, H)$. В отсутствие объемного пиннинга распределение вихрей и тока в пленке

¹⁾ e-mail: ilmaks@phys.unn.runnet.ru

²⁾ Предварительное сообщение о некоторых результатах работы было сделано на 21 конференции по физике низких температур (LT-21, Прага, 1996).

представляется в виде

$$n(y) = \frac{H}{\Phi_0} \sqrt{\frac{b^2 - y^2}{W^2 - y^2}} \quad |y| \leq b, \quad (1)$$

$$i(y) = \frac{cH}{2\pi} \sqrt{\frac{y^2 - b^2}{W^2 - y^2}} \operatorname{sign}(y), \quad b \leq |y| \leq W. \quad (2)$$

Здесь $n(y)$ характеризует усредненную плотность вихрей (на единицу длины пленки), а $i(y) = i_M(y) + i_B(y)$ – суммарную плотность тока мейсснеровской (i_M) и вихревой (i_B) составляющих. Здесь и ниже используется погонная (проинтегрированная по толщине образца) плотность тока $i(y) = \int_0^d j_x(y, z) dz$. Выражения (1), (2) представляют собой решения одномерной версии уравнения Максвелла–Лондона (МЛ), полученные (в приближении широкой пленки: $W \gg \Lambda$, где $\Lambda = 2\lambda^2/d$, а λ – лондоновская длина) в отсутствие объемного пиннинга [1, 2, 5]. Отметим, что (2) справедливо на достаточном удалении от краев пленки ($W - \Lambda > |y| \geq b$). В узкой прикраевой области ($|y| > W - \Lambda$) выражение для плотности тока аппроксимируется постоянным значением: $i(y) = i_{max}$, определяемым в результате сшивания (2) с точным решением уравнения МЛ. Данному распределению вихрей соответствует захваченный поток на единицу длины Φ :

$$\Phi = \Phi_0 \int_{-W}^W n(y) dy = 2HWF(\kappa), \quad (3)$$

где $\kappa = b/W$ – безразмерный параметр, характеризующий ширину области, занятой потоком, а $F(\kappa) = E(\kappa) - [1 - \kappa^2] K(\kappa)$ выражается через полные эллиптические интегралы первого (E) и второго (K) рода, соответственно.

Для определения характеристик барьера на вход и выход вихрей необходимо вычислить часть ΔG_v полной энергии Гиббса G_v пленки в поле, зависящую от положения пробного вихря с координатами $(0, y)$. При этом необходимо учесть перенормировку экранирующих токов, возникающую при наличии проникших в пленку вихрей (1). Нетривиальный расчет, проведенный по схеме, аналогичной [6], позволяет получить ΔG_v в виде

$$\Delta G_v = \frac{1}{2c} \int (i_1 \cdot F_1) dS + \frac{1}{c} \int (i \cdot F_1) dS, \quad (4)$$

где i_1 и F_1 – суть плотность тока и векторный потенциал, относящиеся к пробному вихрю и найденные с учетом соответствующих граничных условий [6]. Первое слагаемое в (4) описывает собственную энергию вихря в пленке (с учетом его изображения); второй член описывает его взаимодействие с полным током $i = i_M + i_B$, определяемым формулой (2). После интегрирования по продольной координате x выражение для ΔG_v приобретает вид

$$\Delta G_v(y, \Phi) = E_o(y) - \frac{\Phi_0}{c} \int_y^W i(y') dy', \quad (5)$$

где собственная энергия вихря $E_o(y)$ суть

$$E_o(y) = \frac{\Phi_0^2}{(8\pi^2\Lambda)} \cdot \begin{cases} \ln(\Lambda/\xi), & |y| \leq W - \Lambda \\ \ln\left[\frac{|W - |y||}{\xi}\right], & W - \Lambda \leq |y| \leq W - \xi \end{cases} \quad (6)$$

Отметим, что ΔG_v зависит (через i_B) от величины вошедшего в пленку потока Φ . Легко видеть, что в отсутствие захваченных вихрей ($\Phi = 0$) (5) перехо-

дит в хорошо известное выражение [6], описывающее случай взаимодействия пробного вихря с мейсснеровским током.

3. Поле подавления барьера $H_{en}(\Phi)$, соответствующее вхождению очередного вихря в пленку, найдем из условия [7]

$$\frac{\partial \Delta G_v(y, \Phi)}{\partial y} \Big|_{y=W-\xi} = 0, \quad (7)$$

откуда следует уравнение, неявно определяющее $H_{en}(\Phi)$:

$$\Phi = 2H_{en}WF([1 - (H_1/H_{en})^2]^{1/2}), \quad (8)$$

Здесь $H_1 = \Phi_0/[2\pi\xi\sqrt{2\Lambda W}]$ – поле вхождения первого вихря в пленку. По существу, H_{en} определяет максимально возможную величину магнитного поля H_{max} , при котором смешанное состояние с заданным потоком может еще существовать [3]: $H_{en}(\Phi) \equiv H_{max}(\Phi)$. В области малых значений потока $\Phi \ll 2H_1W$ поведение $H_{en}(\Phi)$ (см. рис.1) характеризуется линейной зависимостью

$$H_{en}(\Phi) \simeq H_1 + \Phi/(\pi W),$$

принципиально отличной от квадратичного хода ($H_{en}(\Phi) - H_1 \sim \Phi^2$), имеющего место в объемных сверхпроводниках [3,4]. В противоположном случае ($\Phi \gg 2H_1W$) наблюдается однородное распределение потока:

$$H_{en}(\Phi) \simeq \Phi/2W.$$

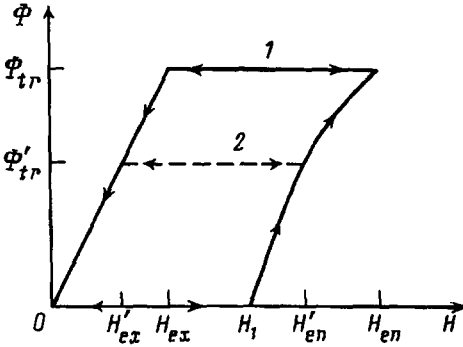


Рис. 1. Диаграмма смешанных состояний с захваченным потоком: 1 – $\Phi = \Phi_{tr}$; 2 – $\Phi = \Phi'_{tr} < \Phi_{tr}$; 3 – $H = H_{eq}(\Phi)$

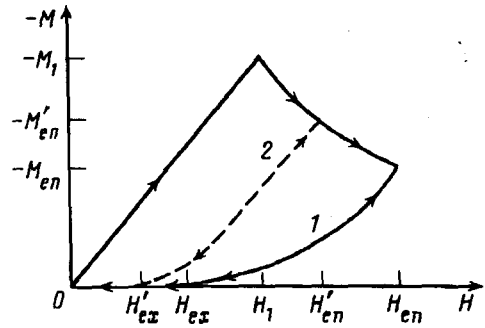


Рис. 2. Полевая зависимость намагниченности пленки $M(H)$: 1 – $\Phi = \Phi_{tr}$; 2 – $\Phi = \Phi'_{tr} < \Phi_{tr}$; 3 – $M = M_{eq}(H)$

Как следует из явного вида (5) (с учетом (2)) $\Delta G_v(y)$ растет с ростом $|y|$ при $b \leq |y| \leq W - \Lambda$, что создает потенциальную яму для удержания вихрей в пленке. По мере снижения внешнего поля граница $b(H)$, а также и соответствующий максимум функции $\Delta G_v(y)$ смещаются к краям полоски. Поэтому поле выхода вихрей $H_{ex}(\Phi)$ находится из условия $b(H_{ex}) \simeq W - \Lambda$, соответствующего (в нашей модели) условию исчезновения барьера на выход, что дает

$$H_{ex}(\Phi) \simeq \frac{\Phi}{2W} [1 + \epsilon \ln(4/\epsilon)], \quad (9)$$

где $\epsilon = \Lambda/2W$. Выражение (9) определяет минимальное значение внешнего магнитного поля $H_{ex}(\Phi) \equiv H_{min}(\Phi)$, при котором еще может существовать

смешанное состояние с фиксированным потоком Φ . При дальнейшем снижении поля вихри начинают выходить из пленки, в результате чего оставшийся в пленке поток Φ_{rem} при $H < H_{ex}(\Phi)$ определяется величиной внешнего поля:

$$\Phi_{rem} = 2WH.$$

Предложенный в работе метод пробного вихря позволяет рассчитать также величину термодинамически равновесного поля $H_{eq}(\Phi)$, определяемого из энергетического условия

$$\Delta G_v(y=0, \Phi) = \Delta G_v(y=W-\xi, \Phi) \quad (10)$$

совместно с уравнением (3). Используя явное выражение для ΔG_v , получаем условие равновесия в общем виде:

$$[\alpha(1 - \kappa_{eq}^2)]^{1/2} + J(\alpha, 1 - \kappa_{eq}^2) = 2H_{c1}/H, \quad (11)$$

где $H_{c1} = H_{c1}(d)$ - первое критическое поле пленки:

$$H_{c1}(d) = \frac{\Phi_0}{(2\pi W \Lambda)} \cdot \ln(\Lambda/\xi),$$

$\alpha = 4\epsilon \ll 1$, κ_{eq} соответствует равновесной ширине вихревой области, а

$$J(\alpha, \beta) = \int_0^\beta \frac{du}{\sqrt{1-u}} \sqrt{\frac{\beta-u}{\alpha+u}}.$$

В предельном случае $\alpha \rightarrow 0$ $J(0, \beta) = 2F(\sqrt{\beta})$, что позволяет (совместно с (3)) найти явное выражение $H_{eq}(\Phi)$ (см. рис.1, кривая 3). В области малых значений потока $\Phi \ll \pi H_{c1}W$ зависимость $H_{eq}(\Phi)$ существенно нелинейна:

$$H_{eq}(\Phi) \simeq H_{c1} + \frac{\Phi}{4\pi W} \ln\left[\frac{16\pi W H_{c1}}{\Phi}\right],$$

и сменяется зависимостью вида (9) при $\Phi \gg \pi H_{c1}W$. Отметим сингулярное поведение $dH_{eq}/d\Phi \sim \ln[1/\Phi] \rightarrow \infty$ при $\Phi \rightarrow 0$, резко контрастирующее с плавным ходом функции $H_{eq}(B)$: $dH_{eq}/dB|_{B \rightarrow 0} \sim \exp[-H_{c1}/B] \rightarrow 0$ в объемных сверхпроводниках. Это различие обусловлено дальнедействующим характером межвихревого отталкивания в пленках, затрудняющего вхождение вихрей в образец при $H > H_{c1}$.

4. Полевая зависимость намагниченности пленки

$$M = -\frac{1}{2c} \int_{-W}^W i(y) y dy \quad (12)$$

в области $H_{max}(\Phi) \geq H \geq H_{min}(\Phi)$ определяется уравнением

$$\Phi = 2HWF([1 - M H_1/M_1 H]^{1/2}), \quad (13)$$

где $M_1 = M_m(H_1) = -H_1 W^2/8$, а функция $F(z)$ определена в (3). Зависимость $M(H)$, изображенная на рис. 2, характеризуется плавным поведением намагниченности при $H - H_{ex}(\Phi) \ll H_{ex}(\Phi)$: $dM/dH \sim \ln^{-1}[H_{ex}/(H - H_{ex})] \rightarrow 0$, однако претерпевает резкий излом производной при $H \rightarrow H_{en}(\Phi)$ (см. рис.2). Отметим обратимое (бездиссипативное) поведение намагниченности в интервале полей $H_{max}(\Phi) \geq H \geq H_{min}(\Phi)$.

Равновесная кривая намагничивания $M_{eq}(H)$ (см. рис.2, кривая 3) описывается уравнениями (10)-(13). Вблизи H_{c1} зависимость $M_{eq}(H)$ имеет вид

$$M_{eq}(H) = M_{c1} \left\{ 1 + \frac{H - H_{c1}}{H_{c1}} \left[1 - 4 / \ln \left[\frac{8H_{c1}}{H - H_{c1}} \right] \right] \right\}$$

(здесь $M_{c1} = M_m(H_{c1})$) и характеризуется аномальным поведением магнитной восприимчивости $dM_{eq}(H)/dH|_{H \rightarrow H_{c1}+0} < 0$, возникающим в результате сравнительно медленного проникновения потока вблизи H_{c1} . В области сильных полей $H > H_1$ равновесная намагниченность выходит на постоянное значение $M_{eq}/M_1 \simeq 4H_{c1}/\pi H_1 \ll 1$.

5. Соотношения (5), (13) позволяют найти энергию активации U_a для входа (выхода) вихрей в пленку и описать количественно процесс релаксации намагниченности M к ее равновесному значению M_{eq} . В частности, для входа вихрей при $H \geq H_1$ зависимость U_a^{en} от локального (во времени) значения намагниченности $M(t)$ имеет вид

$$U_a^{en} = U_0[\ln \sqrt{M_{en}/M} - 1 + \sqrt{M/M_{en}}], \quad (14)$$

где $U_0 = \Phi_0^2/8\pi^2\Lambda$ - характерная электромагнитная энергия уединенного пирл-абрикосовского вихря [6], а $M_{en} = M_{en}(H)$. В предположении о термоактивационном характере релаксации из (14) следует экзотическая зависимость $|M_{en} - M(t)| \sim \sqrt{\ln t}$, описывающая начальный этап релаксации $|M_{en} - M(t)| \leq |M_{en}|$. Последующая стадия релаксации на вход $|M_{en}| > |M(t)| \geq |M_{eq}|$ при конечной температуре T характеризуется степенным законом

$$|M(t) - M_{eq}| \sim t^{-1/s}$$

с показателем $s = U_0/T \gg 1$. Таким образом, релаксация на вход потока через барьер, строго говоря, не является логарифмической на всем временном интервале. Можно показать, что релаксация на "выход" потока в указанном интервале полей, напротив, практически всегда описывается логарифмическим законом.

Отметим, что характерная энергия активации в пленках $\sim U_0$ содержит малый параметр $d/\lambda \ll 1$ по сравнению с ее аналогом в массивных образцах. Действительно, оценка аррениусовского показателя $s = U_0/T$ в достаточно тонких ВТСП пленках $d \simeq 300 \text{ \AA}$ в области температур $(T_c - T)/T_c \simeq 0.1$ для типичных значений параметров дает величину $s \simeq 10$, заметно меньшую, чем в случае поверхностной релаксации [8]. Следовательно, скорость краевой релаксации в тонких пленках может существенно превысить аналогичную величину в объемных сверхпроводниках.

6. Обсуждаемая в работе ситуация может быть реализована путем резкого охлаждения пленки во внешнем магнитном поле H_0 . Очевидно, что при $H = H_0$, являющемся, в силу (9), полем выхода вихрей: $H_{ex}(\Phi_{tr}) \simeq H_0$, распределение захваченного потока $\Phi_{tr} = 2H_0W$ будет однородным по всей пленке, причем внутри нее установится треугольная вихревая решетка, параметр которой $a_0 \simeq (\Phi_0/H_0)^{1/2}$ [9]. С увеличением поля H дополнительный магнитный поток начнет проникать в образец при $H \geq H_{en}(\Phi_{tr})$, удовлетворяющем (7). Однако в области полей $H_0 \leq H \leq H_{en}(\Phi_{tr})$ распределение вихрей будет сжиматься в поперечном (относительно тока) направлении. Это приведет к нарушению дальнего порядка в ансамбле флюксоидов, то есть в конечном итоге - к разрушению абрикосовской вихревой решетки.

Действительно, предполагая локально справедливым соотношение $a_0(B) \sim B^{-1/2}$, где $B = B(y)$ - локальное значение индукции в пленке, создаваемое вихрями, сосредоточенными внутри полоски шириной Δy ($W \gg \Delta y \gg l_v$, где l_v - среднее расстояние между вихревыми рядами), нетрудно получить (в пределе $H_0 \ll H \leq H_{en}$): $b(H) \simeq 2W\sqrt{H_0/\pi H}$. Локальная величина ин-

дукции $B(y) \simeq n(y)\Phi_0$ (то есть плотность потока на единицу длины пленки) заметно изменяется от значения $B = B_{min} \simeq \Phi_0/\lambda^2$ (при $y \rightarrow b$) до значения $B = B_{max} \simeq 2(HN_0/\pi)^{1/2}$ (при $y \simeq 0$). Соответственно, локальное значение параметра решетки будет изменяться от $a = a_{max} \simeq \lambda$ вблизи границы области, занятой потоком, до $a = a_{min} < a_0(H_0)$ (поскольку $a_{min}/a_0(H_0) \simeq (0.25\pi H_0/H)^{1/4} < 1$) в центральной части пленки.

Помимо того, одноосное (вдоль оси y) сжатие решетки, обусловленное воздействием мейснеровских токов, приведет к нарушению симметрии решетки, в результате чего ее гексагональная структура сместится ромбической. Подчеркнем, что подобные искажения вихревой решетки могут наблюдаться лишь в низкоразмерных сверхпроводящих образцах (что резко контрастирует с ситуацией в объемных сверхпроводниках [3]). Таким образом, можно заключить, что решетка пирл-абрикосовских вихрей в низкоразмерных сверхпроводниках является более легко деформируемой по сравнению с ее аналогом в макроскопических образцах.

Предсказанный эффект деформации вихревой решетки может быть обнаружен в экспериментах по магнитному декорированию тонких пленок (или монокристаллов соответствующей геометрии) или по нейтронному рассеянию на вихревой структуре. В первом случае следует ожидать непосредственной визуализации сгущения вихрей в центральной части образца. Во втором случае нарушение симметрии вихревой структуры должно сопровождаться размытием и даже исчезновением брэгговских максимумов нейтронного рассеяния.

В реальных образцах наличие объемного пиннинга может заметно исказить обсуждаемую картину. Анализ структуры, границ устойчивости и релаксационных характеристик смешанного (критического) состояния в сверхпроводниках с объемным пиннингом будет проведен отдельно.

В период подготовки статьи авторам стало известно содержание работы [10], в которой получены аналогичные выражения для поля входа/выхода вихрей в случае краевого геометрического барьера на основе качественного анализа его характеристик.

Авторы признательны А.А.Андронову и В.Я.Демиковскому за ценные обсуждения и А.А.Елистратову за помощь в работе. ИЛМ выражает признательность Э.Х.Брандту за многочисленные обсуждения, Л.Я.Винникову и Г.П.Гордееву за обсуждение экспериментальной ситуации и Дж.Клему за интерес к работе. Работа частично поддержана Миннауки РФ (Проект ВТСП 95-057), Госкомвузом РФ (грант 95-0-7.3-178), а также Правительством РФ совместно с МНФ (грант R8J300).

-
1. E.Zeldov, A.Larkin, V.Geshkenbein et al., *Phys. Rev. Lett.* **73**, 1428 (1994).
 2. И.Л.Максимов, А.А.Елистратов, *Письма в ЖЭТФ* **61**, 204 (1995).
 3. Ф.Ф.Терновский, Л.Н.Шехата, *ЖЭТФ* **35**, 1202 (1972).
 4. J.R.Clem, in *Proc. of the 13th Conf. on Low Temperature Physics (LT - 13)*, **3**, 102 (1974).
 5. М.Ю.Куприянов, К.К.Лихарев, *ФТТ* **16**, 2829 (1974).
 6. К.К.Лихарев, *Радиофизика* **14**, 909 (1971).
 7. П. Де Жен, *Сверхпроводимость металлов и сплавов*, М.: Мир, 1968.
 8. L.Burlachkov, *Phys. Rev. B* **47**, 8056 (1993).
 9. К.Б.Ефетов, *ФТТ* **15**, 647 (1973).
 10. M.Benkraouda and J.R.Clem, *Phys. Rev. B* **53**, 5716 (1996).